

铯原子里德堡态 Stark 能量及电偶极矩的 测量和理论计算*

李昌勇[†] 张临杰 赵建明 贾锁堂

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学激光光谱实验室, 太原 030006)

(2011 年 12 月 8 日收到; 2012 年 1 月 18 日收到修改稿)

里德堡原子由于具有体积大、寿命长、易极化及在外电场中能级易于操控等特点, 已经成为了目前物理学领域研究的热点之一. 本文在磁光阱中实验测量了铯原子 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}$ 态的 Stark 光谱, 根据光谱给出了 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}|m| = 1/2$ Stark 态在 0—1400 V/cm 场强范围适用的 Stark 能量和偶极矩的经验性解析表达式; 用数值方法求解薛定谔方程获得了这些态的 Stark 能量、偶极矩和电子几率密度分布. 电子几率密度分布定性说明了计算的偶极矩矢量的方向是正确的. 计算的 Stark 能量、偶极矩与实验结果相一致.

关键词: 里德堡态, 电偶极矩, Stark 效应, 电子几率密度

PACS: 32.60.+i, 32.10.Dk, 31.15.xp, 31.15.ap

1 引言

里德堡原子具有许多奇特的性质, 譬如: 大的原子半径、容易极化及长寿命等, 引起了人们广泛的研究兴趣^[1-17]. 中性原子的偶极矩由于电子电荷分布的极好对称性, 电偶极矩平均为零. 但在外加电场中, 里德堡原子的价电子受核的束缚力随主量子数 n 的增加而减小, 高 n 的里德堡态非常易于极化, 极化率与有效主量子数 n^* 的 7 次方成正比^[18]. Khadjavi 等^[19] 运用二阶微扰理论给出了计算原子极化率的理论公式, 后来的许多研究^[20-27] 都把重点放在研究原子的极化率问题上, 关于偶极矩的研究报道很少. 偶极矩的研究非常有助于了解里德堡原子的极化机理和过程, 有助于进一步有效操控原子能级的移动和碰撞能量转移等. 本文实验测量了铯原子 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}|m| = 1/2$ 态的能级随外加直流电场的移动, 并对测量结果进行多项式拟合, 拟合所得多项式再对电场求导数获得了 Stark 态的电偶极矩的经验解析表达式, 用量子

力学求平均方法计算了里德堡原子相应的电偶极矩和电子密度分布, 理论和实验结果在误差允许范围内获得很好一致.

2 实验方法、原理和结果

2.1 实验方法

实验装置类似于参考文献^[28-36], 这里只做简要介绍. 实验工作在常规的冷原子系统中进行, 实验方法如图 1 所示. 上半部分是两套稳频的半导体激光系统, 作为冷却原子的抽运和再抽运光源. 下半部分是 Stark 光谱的测量系统. 脉冲染料激光用于把原子阱中 $6P_{3/2}$ 态的原子激发到外电场中的高 n Stark 态, 调谐范围为 508—540 nm, 能量约为 2 mJ, 脉宽约为 8 ns. 原子阱中安装有两片栅状电极, 面积为 40 mm × 40 mm, 光线透过率为 95%, 用于产生均匀电场. 电极间距为 15 mm, 一片接地, 另一片施加正的可调节直流电压. 在高能量密度激光作用下高 n Stark 态原子再吸收一个染料激光

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB921603)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2009AA01Z319)、国家自然科学基金 (批准号: 10934004, 60778008, 61078001)、国家基础科学人才培养基金 (批准号: J1103210)、山西省国际科技合作项目 (批准号: 2010081046) 和山西省回国留学人员科研基金资助的课题.

[†] E-mail: lichyong@sxu.edu.cn

光子后电离, 离子在电场作用下飞行到达微通道板 (MCP) 探测器. 离子信号通过美国斯坦福公司生产的 SR250 型门积分平均器 (boxcar) 积分平均后送入模数转换电路, 最后通过电脑实现数据采集. 四通道数字延时脉冲信号发生器 DG535 控制染料激光抽运源 (YAG 激光器) 的触发和数据采集的时序.

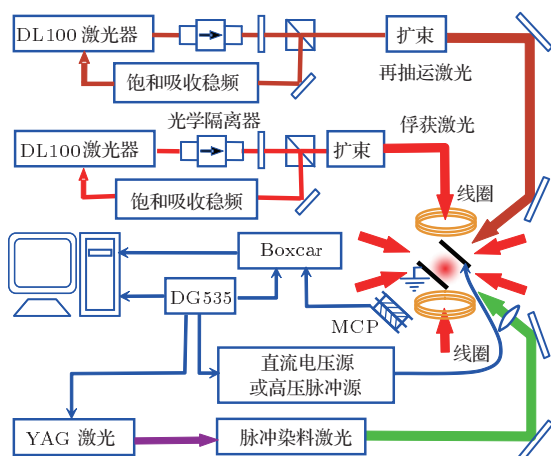


图 1 实验系统原理

2.2 电偶极矩测量原理

根据经典的 Stark 能量和场强的关系式 $E = E_0 + \Delta E = E_0 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{F} = E_0 - P_E F$. 其中 E 是能量, E_0 是无场时的能量, ΔE 是 Stark 效应引起的能级移动, \mathbf{F} 为场强, \mathbf{P} 代表偶极矩. P_E 是偶极矩在电场方向的分量. 不考虑其他杂散场的影响, Stark 态对时间求平均的偶极矩 \mathbf{P} 就等于它在电场方向的分量 P_E . 因为 Stark 态的电荷分布关于电场方向旋转对称, 所以垂直于场强方向的偶极矩分量平均为零. 若电场方向取为 Z 轴正方向, 上式两边对电场 F 求导数得到

$$P_E = P_z = -dE/dF. \quad (1)$$

据 (1) 式即可求出电偶极矩 [37]. 在实验测量中, 根据 Stark 光谱获得能量 E 随电场 F 变化的一系列数据, 进行多项式拟合获得能量 E 关于电场 F 的解析表达式, 对电场 F 求导获得偶极矩的经验解析表达式.

2.3 实验结果与数据处理

实验采用脉冲染料激光器激发, 具有较大的波长扫描范围, 但缺点是线宽较大, 约为 0.2 cm^{-1} , 所以我们选择能级间隔较大的态进行测量, 即选

择 $15P$ 和 $16P$ 态. 连续激光虽然具有非常好的光谱分辨率, 即具有非常窄的线宽, 但其扫描机制一般为压电陶瓷控制法布里 - 珀罗腔调谐波长, 扫描范围非常有限, 不适合于较宽波长范围的光谱测量. 一般的半导体激光器单次扫描频率最大覆盖范围约为 $20 \text{ GHz} \approx 0.67 \text{ cm}^{-1}$, 钛宝石激光器可以达到 1 cm^{-1} .

图 2(a) 和 (b) 分别是 $15P$ 和 $16P$ 附近理论计算的 Stark 能级 (横向光滑曲线) 和 Stark 光谱 (纵向曲线). 虚线是理论计算的 $|m| = 1/2$ 的能级, 实线是 $|m| = 3/2$ 的能级. 从图 2 可以看到, $15P_{1/2}$ 态在外场中向下移动, $15P_{3/2}$ 态不仅向下移动, 而且分裂为 $|m| = 1/2$ 和 $|m| = 3/2$ 两个分量. 无场时 $6P_{3/2}$ 态向 nP 态的跃迁是禁戒的, 在外场中打破了禁戒, 可以产生跃迁. 但从图 2 可以看到 $6P_{3/2}$ 态向 $15P_{1/2}$ 态的跃迁几率仍然是很小的, 几乎观察不到, 然而到 $15P_{3/2}$ 态的跃迁几率很大. $16P$ 态的情况与 $15P$ 态类似.

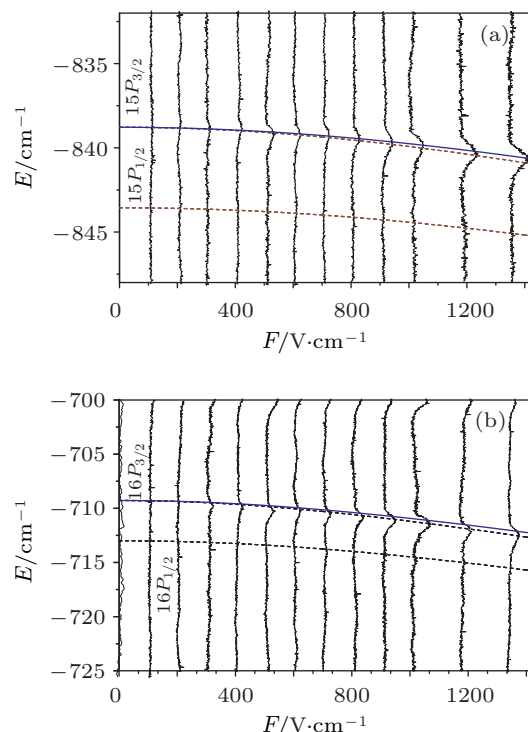


图 2 $15P$ 态 (a) 和 $16P$ 态 (b) 的 Stark 光谱和理论计算的能级 (a) $15P$ 态; (b) $16P$ 态

采集图 2 中 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}$ 的光谱峰值对应的能量和场强, 进行多项式拟合分别得到图 3(a) 和 (b). 拟合得到 Stark 能量关于场强的表达式 (2) 和 (3) 式. 根据这两个表达式可以近似计算在有效场强范围内 ($< 1400 \text{ V/cm}$) 任意场强下 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}$ 的能量. 公式两边求导得到近似计算电

偶极矩的解析表达式 (4) 和 (5) 式.

$$E_{15P} = -838.733 - 0.000147867F - 1.12577 \times 10^{-6}F^2 + 1.15073 \times 10^{-10}F^3(\text{cm}^{-1}), \quad (2)$$

$$E_{16P} = -709.64 + 0.000125298F - 2.35907 \times 10^{-6}F^2 + 4.28404 \times 10^{-10}F^3(\text{cm}^{-1}), \quad (3)$$

$$P_{15P} = -dE/dF = 3.46447 + 0.0527531F - 8.08841 \times 10^{-6}F^2(e \cdot a_0), \quad (4)$$

$$P_{16P} = -dE/dF = -2.93569 + 0.110545F - 0.0000301121F^2(e \cdot a_0), \quad (5)$$

式中场强 F 采用单位 V/cm . 偶极矩单位中的 e 代表电子电荷, a_0 为玻尔半径. 求导计算中使用了场强的原子单位与 V/cm 的换算关系, 即 $1 \text{ a.u.} = 5.14220652 \times 10^9 \text{ V/cm}$.

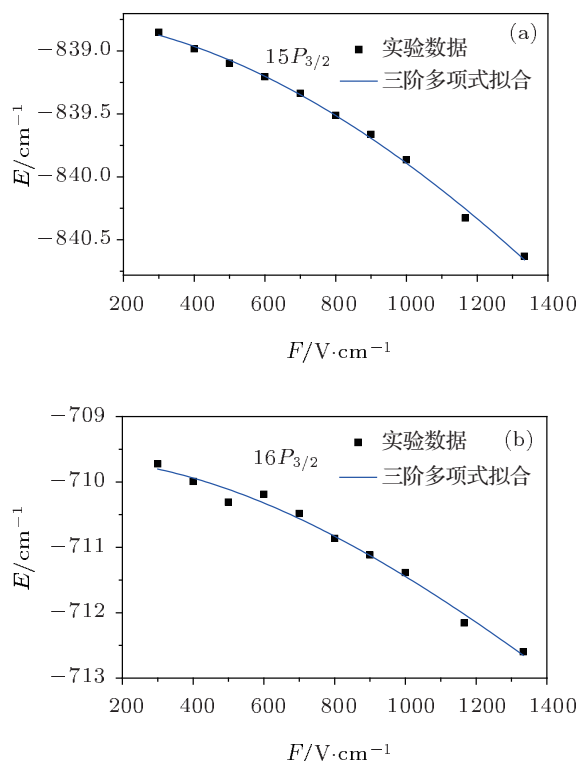


图3 实验测量的 $15P_{3/2}$ (a) 和 $16P_{3/2}$ (b) Stark 态能量及三阶多项式拟合

3 理论计算

3.1 计算方法

首先数值求解有外场时的薛定谔方程获得 Stark 态的本征能量和本征矢. 文献 [38] 将电

子与原子实的作用近似以库仑势表示, 这对于角动量量子数 l 小的原子态产生了较大误差, 因为小 l 态的价电子轨道会贯穿到原子实内部, 价电子受到原子实的远大于电荷数 1 的静电作用, 单独采用库仑势不能准确描述这个作用. 我们在计算中采用了参量模型势 [39] 替代库仑势, 更为准确地描述了这个作用, 同时考虑了原子实受价电子作用而产生的极化效应, 即增加了极化势 [38] $-\alpha_{\text{core}}/(2r^4)$. 对于铯原子, $\alpha_{\text{core}} = 14.752 \text{ a.u.}$, 式中 α_{core} 为原子实的电偶极极化率, r 为价电子与原子核之间的距离. 在外场中的薛定谔方程为

$$\{\mathbf{H}^0 + \mathbf{H}^s\} \psi = E\psi, \quad (6)$$

\mathbf{H}^0 是零场时的哈密顿算符, $\mathbf{H}^s = e\mathbf{r} \cdot \mathbf{F} = eFz$ 是外场 F 对原子的微扰. E 是外场中的能量本征值, ψ 是波函数, e 为电子电量. 无外场时的薛定谔方程为

$$\mathbf{H}^0 |\phi_n\rangle = E_n^0 |\phi_n\rangle. \quad (7)$$

假定加外场时的波函数为无外场波函数的线性叠加, 即

$$|\psi_i\rangle = \sum_{n=1}^N a_{in} |\phi_n\rangle. \quad (8)$$

将 (8) 式代入 (6) 式, 得

$$(\mathbf{H}^0 + \mathbf{H}^s) \sum_{n=1}^N a_{in} |\phi_n\rangle = E_i \sum_{n=1}^N a_{in} |\phi_n\rangle. \quad (9)$$

两边左乘 $\langle \phi_{n'} |$, 得

$$\sum_{n=1}^N a_{in} (E_n^0 \delta_{nn'} + \langle \phi_{n'} | \mathbf{H}^s | \phi_n \rangle) = E_i a_{in'}, \quad (10)$$

共有 N 个不同的 n' , 所以可以产生 N 个方程 (10), 它们组成方程组, 其矩阵方程为

$$\begin{pmatrix} E_1^0 + H_{11}^s & \cdots & H_{1N}^s \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{N1}^s & \cdots & E_N^0 + H_{NN}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{i1} \\ \vdots \\ a_{iN} \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} a_{i1} \\ \vdots \\ a_{iN} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$H_{nn'}^s = \langle \phi_n | \mathbf{H}^s | \phi_{n'} \rangle$ 是微扰矩阵元. 对角化上述矩阵方程, 即可得到 Stark 态的本征能量和本征矢. 无场时的径向波函数通过数值求解径向薛定谔方程获得, 角度波函数具有解析表达式, 具体参见文献 [38].

电偶极矩的理论计算根据量子力学求平均的方法获得, 即

$$P = \langle \Psi | -e\mathbf{r} | \Psi \rangle. \quad (12)$$

由于电子分布关于电场方向旋转对称, 所以偶极矩的平均值只有在电场方向才可能非零, 因此偶极矩也可以根据下式直接计算:

$$P = -e \langle \Psi | r \cos \theta | \Psi \rangle, \quad (13)$$

θ 为 r 与电场方向的夹角.

Stark 态电子密度空间分布情况可以用于定性理解和验证偶极矩的计算结果. 其计算公式为 $d = \langle \Psi | \Psi \rangle$. 为了增加可视性, 做图表示时采用 $d' = \langle \Psi | \Psi \rangle r^2$ [40,41].

3.2 计算结果

计算的 Stark 能级和实验数据一起绘制于图 2

中. 可以看到理论计算和实验结果非常一致. 关于 Stark 态能级的计算和讨论已经有许多研究报道 [38,42,43], 这里不再赘述. 我们也计算了不同场强的电子密度分布. 在 0 场和 1200 V/cm 的场强下, $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2} |m| = 1/2$ 态的电子几率密度分布如图 4 所示. 0 场下电子的空间分布关于 Z 轴旋转对称, 关于 X 轴镜像对称, 所以电偶极矩为 0. 当沿 Z 轴方向施加电场后原子被极化, 电子被电场拉向 Z 轴负方向. 电偶极矩矢量定义为从负电荷指向正电荷, 所以产生了正电偶极矩. 由于原子的半径正比于主量子数 n 的平方, 所以从图 4 可以看到 $16P$ 态的电子分布空间明显大于 $15P$ 态. 仔细观察还可看到 X 轴方向电子占据的空间在电场中稍微变小, 即电子分布稍微向 Z 轴靠拢了, 而 Z 轴方向电子分布整体向着 Z 轴负方向移动了许多, 移动的多少直接决定了原子偶极矩的大小.

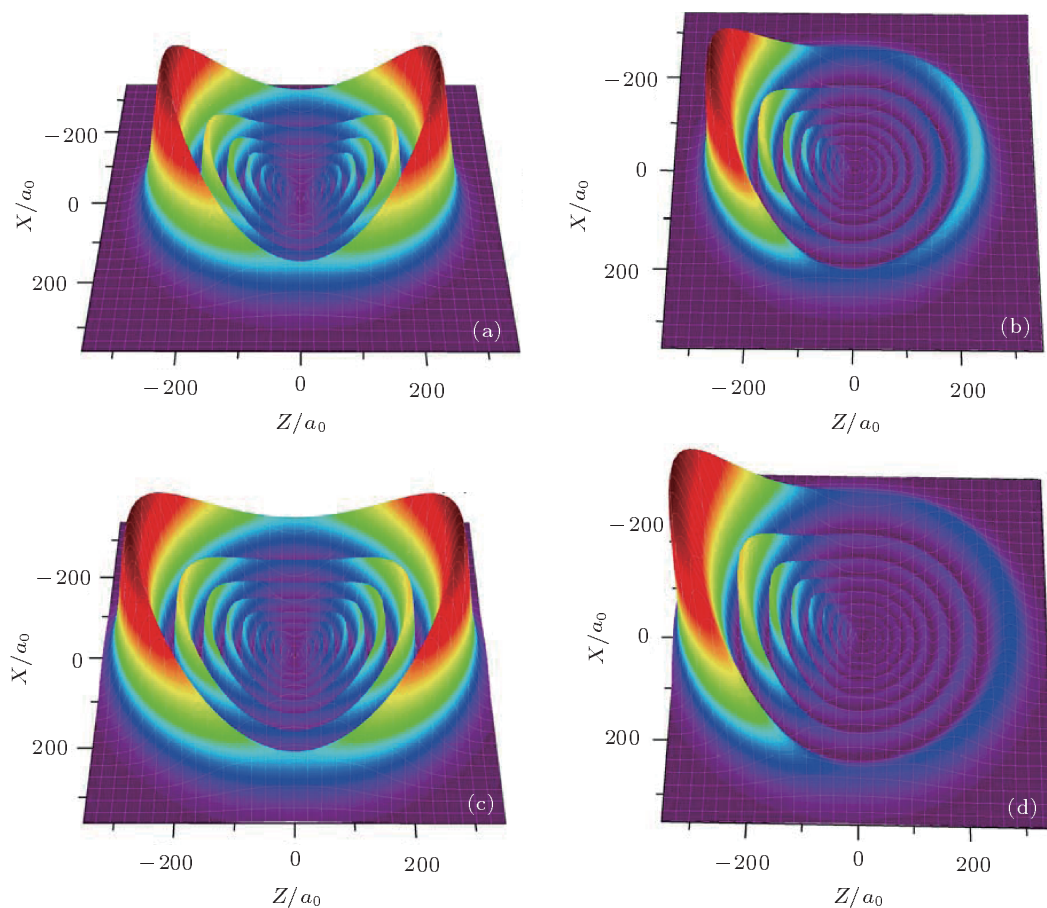


图 4 $nP_{3/2} |m| = 1/2$ 态电子几率密度分布 (a) $F = 0, n = 15$; (b) $F = 1200 \text{ V/cm}, n = 15$; (c) $F = 0, n = 16$; (d) $F = 1200 \text{ V/cm}, n = 16$

15P 和 16P 态偶极矩的数值计算结果和根据前面获得的经验公式绘制的曲线一并展示于图 5 中. 16P 态有较大的极化率, 所以与 15P 态相比有较大的偶极矩. 偶极矩都是正值且随场强的增强逐渐增大, 这与我们计算的电子几率密度分布相一致. 在 500 V/cm 场强以下, 偶极矩近似呈线性增长, 意味着极化率是常数. 在更大的场强呈现出非线性特性, 即在场强大于 1500 V/cm 后, 极化率不再是常数, 而是逐渐减小.

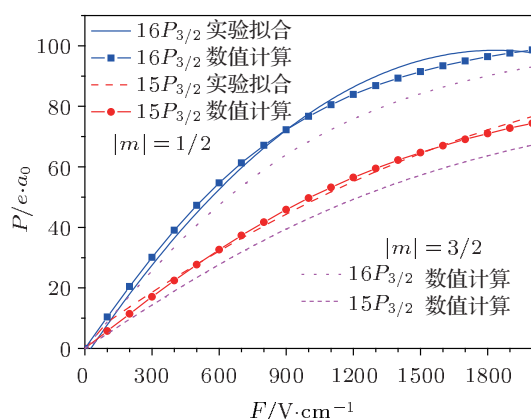


图 5 理论计算的 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}$ $|m|=1/2, 3/2$ 态的偶极矩与实验测量结果对比

4 讨论

4.1 关于 $nP_{3/2}$ $|m|=1/2$ 和 $|m|=3/2$ 光谱分辨

在图 2 的 Stark 光谱中由于激光线宽的限制无法分辨 $nP_{3/2}$ $|m|=1/2$ 和 $|m|=3/2$ 的光谱. 虽然 Stark 能量间隔较小不易分辨, 但能量关于电场求导数后产生的偶极矩有较大差异. 在图 5 中可以看到理论计算的 $nP_{3/2}$ $|m|=1/2$ 的偶极矩与根据经验公式绘制的曲线符合得非常好, 平均差值为 $0.144e \cdot a_0$ (15P) 和 $0.295e \cdot a_0$ (16P). 而 $nP_{3/2}$ $|m|=3/2$ 的偶极矩与经验公式曲线相差较大, 平均差距为 $5.307e \cdot a_0$ (15P) 和 $5.358e \cdot a_0$ (16P). 这表明实验测到的偶极矩主要来自 $|m|=1/2$ 的贡献.

我们也理论计算了相关的跃迁几率, 结果表明 $6P_{3/2}$ 到 $nP_{1/2}$ 态的跃迁几率仅仅是到 $nP_{3/2}$ 态的万分之几, 所以实验中没有观察到 $6P_{3/2}$ 到 $nP_{1/2}$ 态的跃迁. 理论计算的 $6P_{3/2}$ 态到 $15P_{3/2}$ $|m|=1/2$ 的几率要大于到 $|m|=3/2$ 分量的几率, 这进一步证明了实验观察到的 $nP_{3/2}$ 光谱主要来自 $|m|=1/2$ 分量的贡献.

4.2 极化率

在较弱外场中, 偶极矩的大小与原子的极化率关系式为 $P = \alpha F$, 其中 α 为极化率. 从 (4) 和 (5) 式我们知道 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}$ $|m|=1/2$ 态的极化率分别为 $0.05275e \cdot a_0/V \cdot \text{cm}^{-1}$ 和 $0.1105e \cdot a_0/V \cdot \text{cm}^{-1}$. 后者大约是前者的 2 倍, 说明 $16P_{3/2}|m|=1/2$ 态更易于极化. 这也是容易理解的. 主量子数越大, 电子空间分布的体积越大, 电子受原子核的束缚越弱, 越易于受外加电场的影响, 所以易于极化. 文献 [18] 已经证明碱金属原子的极化率大约与有效主量子数 n^* 的 7 次方成正比. 我们根据实验结果计算的 $15P_{3/2}$ 态与 $16P_{3/2}$ 态的极化率的比为 0.477, 而有效主量子数比值的 7 次方为 $\left(\frac{n_{15P}}{n_{16P}}\right)^7 = \left(\frac{15-3.562}{16-3.562}\right)^7 \approx 0.556$, 其中, 3.562 为 $nP_{3/2}$ 态的量子亏损. 可见实验测量的结果近似满足这一规律.

4.3 偶极矩和误差

我们采用量子力学求平均方法计算的偶极矩和实验测量数据符合得很好, 说明计算方法和测量方法都是可信的. 我们也将数值计算的 Stark 能级数据进行拟合, 获得能级的解析表示后再对电场求导数获得电偶极矩, 与量子力学求平均得到的偶极矩完美一致. 经过多次计算后表明, 量子力学求平均方法耗费时间太长, 在同样硬件条件下约为拟合求导方法的 10 倍. 所以采用先求 Stark 能级再拟合求导的计算偶极矩方法会节省大量计算时间.

小场强时碱金属原子 Stark 能级移动一般可表示为 $\Delta E = -\alpha F^2/2$, 两边求导数后乘以 -1 获得偶极矩的表达式为 $P = \alpha F$, 这两个公式与我们实验得到的经验公式 (2)—(5) 式都不相同, 即表达式中的项数比 (2)—(5) 式少好几项. 这个 Stark 能量移动的公式是精确到二阶的微扰理论计算结果. 波函数采用球谐函数, 由于不考虑原子实的极化, 无外场时电子电荷分布是对称的, 所以原子没有固有电偶极矩, 微扰计算的一阶项为零. 在小电场条件下, 三阶以上的项非常小, 已经被忽略不计, 偶极矩表现出关于场强的线性关系. 但在高场强下这个系数起着较大作用, 它有一个专门的名字, 即超极化率, 它使偶极矩在高场强时表现出非线性.

在 (4) 和 (5) 式中, 非零的常数项主要由实验误差产生. 实验工作为了获得大的波长扫描范围采用了脉冲染料激光器激发, 相对于连续的激发光来说

其分辨率不高, 线宽约为 0.2 cm^{-1} , 波长的精确性和可重复性等较差以及激光脉冲能量的不稳定也会导致光谱峰值位置的变化, 这些都会引起实验值偏离真实值.

5 结论

在超冷原子系统中实验测量了 $15P_{3/2}$ 和 $16P_{3/2}$ 态的 Stark 光谱, 根据光谱数据给出了这两个态的 Stark 能量和偶极矩的解析表达式, 明

确了各项的物理含义. 根据这些公式可以方便估算相关场强范围内的 Stark 态的能量和偶极矩. 我们也用数值方法求解了铯原子外电场中的薛定谔方程, 在考虑原子实极化和使用参量模型势基础上计算了 Stark 能量、电子空间分布几率密度及偶极矩. 偶极矩计算采用量子力学求平均的方法. 电子的几率密度分布计算结果定性支持偶极矩计算结果. 辅以跃迁几率和偶极矩的计算确认了 $nP_{3/2}$ 态 Stark 光谱主要来自于 $|m| = 1/2$ 分量的贡献. 理论计算的 Stark 能量和偶极矩与实验结果符合得很好.

- [1] Lee C W 2011 *J. Phys. B* **44** 195005
- [2] Park H, Shuman E S, Gallagher T F 2011 *Phys. Rev. A* **84** 052708
- [3] Cabral J S, Kondo J M, Goncalves L F, Nascimento V A, Marcassa L G, Booth D, Tallant J, Schwettmann A, Overstreet K R, Sedlacek J, Shaffer J P 2011 *J. Phys. B* **44** 184007
- [4] Ovsianikov V D, Glukhov I L, Nekipelov E A 2011 *J. Phys. B* **44** 195010
- [5] Zhang H, Che J L, Feng Z G, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 104301
- [6] Lu X X, Sun Y, Metcalf H 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033402
- [7] Henry M A, Robicheaux F 2011 *J. Phys. B* **44** 145003
- [8] Ovsianikov V D, Glukhov I L, Nekipelov E A 2011 *Opt. Spec.* **111** 25
- [9] Pilskog I, Fregenal D, Frette O, Fore M, Horsdal E, Waheed A 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043405
- [10] Zhai Z, Zhu Q R, Chen J, Yan Z C, Fu P M, Wang B B 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043409
- [11] Wang D H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 013403
- [12] Kutteruf M R, Jones R R 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063409
- [13] Han J N 2010 *J. Phys. B* **43** 235205
- [14] Zhang X F, Fan S L, Jia F D, Xue P, Xu X Y, Zhong Z P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6036 (in Chinese) [张新峰, 范士林, 贾凤东, 薛平, 许祥源, 钟志萍 2010 物理学报 **59** 6036]
- [15] Meyer D A, Kwiat P G, Hughes R J, Bucksbaum P H, Ahn J, Weinacht T C 2000 *Science* **289** 1431a
- [16] Remacle F, Schlag E W, Selzle H, Kompa K L, Even U, Levine R D 2001 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **98** 2973
- [17] Li C Y, Hao T, Zhang H, Zhu X B, Tao G Q, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 044302
- [18] Baugh J F, Ciocca M, Edmonds D A, Nellesen P T, Burkhardt C E, Leventhal J J 1996 *Phys. Rev. A* **54** R4641
- [19] Khadjavi A, Lurio A, Happer W 1968 *Phys. Rev.* **167** 128
- [20] O'Sullivan M S, Stoicheff B P 1985 *Phys. Rev. A* **31** 2718
- [21] O'Sullivan M S, Stoicheff B P 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1640
- [22] He X H, Li B W, Zhang C X 1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 1717 (in Chinese) [何兴虹, 李白文, 张承修 1989 物理学报 **38** 1717]
- [23] Lei T, Gu S, Weng Z, Zeng X 1995 *Z. Phys. D* **34** 139
- [24] Safronova M S, Clark C W 2004 *Phys. Rev. A* **69** 040501
- [25] Kortyna A, Tinsman C, Grab J, Safronova U I 2011 *Phys. Rev. A* **83** 042511
- [26] Zhu X B, Zhang H, Feng Z G, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2401 (in Chinese) [朱兴波, 张好, 冯志刚, 张临杰, 李昌勇, 赵建明, 贾锁堂 2010 物理学报 **59** 2401]
- [27] Zhao J M, Zhang H, Feng Z G, Zhu X B, Zhang L J, Li C Y, Jia S T 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 034303
- [28] Feng Z G, Zhang H, Che J L, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2011 *Phys. Rev. A* **83** 042711
- [29] Feng Z G, Zhang H, Zhang L J, Li C Y, Zhao J M, Jia S T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 073202 (in Chinese) [冯志刚, 张好, 张临杰, 李昌勇, 赵建明, 贾锁堂 2011 物理学报 **60** 073202]
- [30] Zhao J M, Zhang L J, Feng Z G, Li C Y, Jia S T 2010 *Chin. Phys. B* **19** 043202
- [31] Feng Z G, Zhang L J, Zhang H, Zhao J M, Li C Y, Jia S T 2010 *Europhys. Lett.* **92** 13002
- [32] Zhang L J, Feng Z G, Zhao J M, Li C Y, Jia S T 2010 *Opt. Express* **18** 11599
- [33] Zhang L J, Feng Z G, Li A L, Zhao J M, Li C Y, Jia S T 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1838
- [34] Feng Z G, Zhang L J, Zhao J M, Li C Y, Li A L, Jia S T 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 2661
- [35] Zhang L J, Feng Z G, Li A L, Zhao J M, Li C Y, Jia S T 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 1362
- [36] Zhao J M, Zhang L J, Li C Y, Jia S T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2895 (in Chinese) [赵建明, 张临杰, 李昌勇, 贾锁堂 2008 物理学报 **57** 2895]
- [37] Hooker A, Greene C H, Clark W 1997 *Phys. Rev. A* **55** 4609
- [38] Zimmerman M L, Littman M G, Kash M M, Kleppner D 1979 *Phys. Rev.* **20** 2251
- [39] Marinescu M, Sadehpour H R, Dalgarno A 1994 *Phys. Rev. A* **49** 982
- [40] Stebbings R F, Dunning F B 1983 *Rydberg States of Atoms and Molecules* (Cambridge: Cambridge University Press) pp79–80
- [41] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (Cambridge: Cambridge University Press) p73
- [42] Kampschulte T, Schulze J, Luggenholcher D, Bowden M D, Czarnetzki U 2007 *New J. Phys.* **9** 18
- [43] Song H W, Li Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062504

Measurement and theoretical calculation for Stark energy and electric dipole moment of Cs Rydberg state*

Li Chang-Yong[†] Zhang Lin-Jie Zhao Jian-Ming Jia Suo-Tang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Laser Spectroscopy Laboratory, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 8 December 2011; revised manuscript received 18 January 2012)

Abstract

Rydberg atoms has been one of the hot current research subjects in the field of physics because of its large volume, long life, easy polarization and energy levels easily controlled by external electric field. In this paper, the Stark energies and electric dipole moments of $15P_{3/2}$ and $16P_{3/2}$ of atomic cesium are measured experimentally. The empirical analytic equations of dipole moments and Stark energies for these two states are presented. We also numerically solve the Schrödinger equation and obtain Stark energies, dipole moments, and electron probability density distributions. The probability density distribution accords with the calculated dipole moments. The Stark energies and dipole moments are consistent with our experimental results. To the best of our knowledge, the measurement and calculation methods for dipole moments presented in this paper are reported for the first time.

Keywords: Rydberg state, dipole moment, Stark effect, electron polarizability density

PACS: 32.60.+i, 32.10.Dk, 31.15.xp, 31.15.ap

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921603), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA01Z319), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10934004, 60778008, 61078001), the Fund for Fostering Talents in Basic Science of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. J1103210) the Shanxi International Collaboration Program, China (Grant No. 2010081046), and the Shanxi Provincial Foundation for Returned Scholars, China.

[†] E-mail: lichyong@sxu.edu.cn